

УДК 532.529.2:519.6

© 1996 г. А.А. АКСЕНОВ, А.В. ГУДЗОВСКИЙ, А.А. ДЯДЬКИН,  
А.П. ТИШИН**СМЕШЕНИЕ ГАЗОВ ПРИ ВДУВЕ НИЗКОНАПОРНОЙ СТРУИ  
В ПОПЕРЕЧНЫЙ ПОТОК**

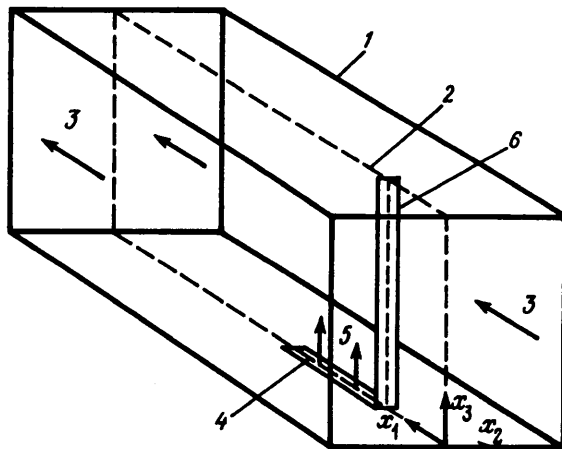
Представлены результаты численного моделирования вдува струи в канал. Установлена зависимость эффективности смешения от удлинения отверстия вдува, наличия "теневого защиты" струи и отношения плотностей вдуваемого газа и газа в канале. Эффективность смешения оценивается по средней концентрации в поперечном сечении струи.

Объектом исследования является смешение газа в важных для теплоэнергетики условиях нормального вдува низконапорной струи из отверстия в стенке канала. Основная доля выполненных к настоящему времени работ, посвященных течению при нормальном вдуве струи [1], относится к условиям вдува в канал струи со скоростным напором, заметно превышающим скоростной напор потока в канале. В задачах теплоэнергетики часто имеет место иное соотношение скоростных напоров. Характерные для теплоэнергетики течения изучены не столь всесторонне и фундаментально, как в других приложениях [1]. Так, например, в работе [2] отмечается, что в настоящее время отсутствуют отработанные методы организации перемешивания в каналах большого сечения. В то же время такие задачи нередко встречаются на практике, например, при перемешивании дымовых газов рециркуляции и дутьевого воздуха [3], подаваемых в топку паровых и водогрейных котлов.

Особый интерес для задач теплоэнергетики представляет случай низконапорного вдува газа через отверстие в форме щели, вытянутой вдоль направления основного потока (фиг. 1). Предполагается, что скорость газа плотности  $\rho_0$  на входе канала постоянна по сечению и равна  $V_0$ ; через отверстие на стенке канала с постоянной скоростью  $V_g$  подается струя газа плотности  $\rho_g$ . Под низконапорными струями будут пониматься струи с относительным скоростным напором  $q = \rho_g V_g^2 / \rho_0 V_0^2 < 10$ .

На практике отношение сторон щели  $N = L_1/L_2$ , ( $L_1$  – длина щели вдоль оси  $x_1$ ,  $L_2$  – ширина щели вдоль оси  $x_2$ ), как правило, более 5. В [4] установлено, что основные характеристики высоконапорной струи ( $q > 10$ ), вдуваемой через прямоугольное отверстие с удлинением  $N < 3-5$ , совпадают с характеристиками круглой струи с равной площадью отверстия. Вопрос о справедливости этого утверждения для более удлиненных отверстий открыт.

Для увеличения глубины проникновения вдуваемого газа в глубь потока в канале на практике применяют защиту струи от воздействия набегающего потока. Защитой может служить пластина, устанавливаемая перпендикулярно потоку перед отверстием, через которое осуществляется вдув. При этом вдуваемый газ поступает в область аэродинамической тени за пластиной и проникает в поток на более значительную глубину, чем незащищенная струя. В ряде рассмотренных ниже вариантов перед отверстием располагается пластина "теневого защиты", длина которой равна высоте канала, а ширина – ширине щели  $L_2$ .



Фиг. 1. Схематическое изображение канала 1 (с плоскостью симметрии 2); 3 – основной поток, 4 – отверстие для подачи струи 5, 6 – пластина "теневого защиты"

В исследованиях течения при вдуве струи с большим напором  $q$  понятие струи, как правило, связывается с возмущением поля скорости, в частности, говорят об оси струи как линии максимума в профиле скорости и о глубине проникновения струи  $\delta$  как расстоянии от оси струи до стенки канала [1]. В задачах массопереноса при смешении струи с поперечным потоком газа целесообразно определять струю по профилю концентрации вдуваемого вещества  $C$ . При больших  $q$  различия между положениями в пространстве и формами струи, определенными по скорости и концентрации, малы [1]. Этим обосновывается использование на практике при расчете массопереноса в различных устройствах экспериментальных зависимостей для  $\delta$  и уширения струи, полученных на основании измерения поля скорости, а не концентрации. При малых напорах параметры струи, определенные по полю скорости и концентрации, могут сильно различаться (см. ниже раздел 3). Поэтому в настоящей работе струя рассматривается как область течения, в которой сосредоточен основной поток массы вдуваемого газа, а не область возмущения вдуваемым газом поля скорости течения в канале. Эффективность смешения оценивается по средней концентрации в поперечном сечении струи.

В качестве метода исследования турбулентного течения и массопереноса применяется численный эксперимент, имеющий ряд достоинств для анализа течений в рассматриваемых условиях. Численные эксперименты выполнены с помощью программного комплекса *FlowVision* [5], предназначенного для моделирования трехмерных, нестационарных и стационарных, турбулентных и ламинарных течений газа и жидкости в областях, содержащих объекты произвольной формы. В качестве модели движения среды используются уравнения Навье – Стокса с  $k$ - $\epsilon$ -моделью турбулентности [6]. Расчеты проведены на многопроцессорных (многокомпьютерных) компьютерах.

**1. Система уравнений и метод решения.** Результаты расчетов стационарного течения и массопереноса при нормальном вдуве струи газа в поперечный поток в канале получены с помощью приведенного ниже численного метода расчета стационарных уравнений Навье – Стокса для газа переменной плотности. Система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \mu \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right) \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial(\rho k U_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\mu}{\sigma_1} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + S - \rho \epsilon \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon U_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\mu}{\sigma_2} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + C_1 S \frac{\epsilon}{k} - C_2 \frac{\rho \epsilon^2}{k} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial(\rho C U_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\mu}{\sigma_c} \frac{\partial C}{\partial x_i} \right] \quad (1.5)$$

$$\mu = \mu_m + \mu_t, \quad \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad \rho = \rho_0 + (\rho_g - \rho_0) C$$

$$S = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \left[ \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial U_m}{\partial x_m} \right) \delta_{ij} \right]$$

В системе уравнений (1.1)–(1.5) приняты следующие обозначения:  $x_i, i = 1, 2, 3$  – координаты;  $U_i, i = 1, 2, 3$  – осредненная скорость газа;  $p$  – плотность газа;  $p$  – давление;  $k$  – энергия турбулентных пульсаций;  $\epsilon$  – скорость диссипации турбулентной энергии;  $\mu_m, \mu_t$  – коэффициенты молекулярной турбулентной вязкости;  $S$  – генерация турбулентности. Значения параметров  $k$ - $\epsilon$  модели равны

$$\sigma_1 = \sigma_c = 1,0, \quad \sigma_2 = 1,3, \quad C_\mu = 0,09, \quad C_1 = 1,44, \quad C_2 = 1,92$$

В работе рассматриваются условия, когда число Ричардсона  $V_0^2 / (|\rho_g - \rho_0| / \rho_0) g L$  велико, поэтому в (1.2) пренебрегается вкладом силы Архимеда ( $L$  – характерный размер канала).

Граничные условия имеют следующий вид [7]. На твердых поверхностях

$$\frac{\partial U_\tau}{\partial n} \Big|_{n=h} = \frac{m U_\tau |_{n=h}}{h}, \quad U_n = \frac{\partial C}{\partial n} = \frac{\partial k}{\partial n} = 0, \quad \epsilon |_{n=h} = \frac{C_\mu^{3/4} (k |_{n=h})^{3/2}}{kh}, \quad m = \frac{1}{7}, \quad \alpha = 0,4$$

На входе в расчетную часть канала

$$U_n = V_0, \quad U_\tau = C = 0, \quad \sqrt{k} / V_0 = 0,03$$

в отверстии для вдува

$$U_n = V_g, \quad U_\tau = 0, \quad C = 1, \quad \sqrt{k} / V_g = 0,1$$

на выходе потока из канала

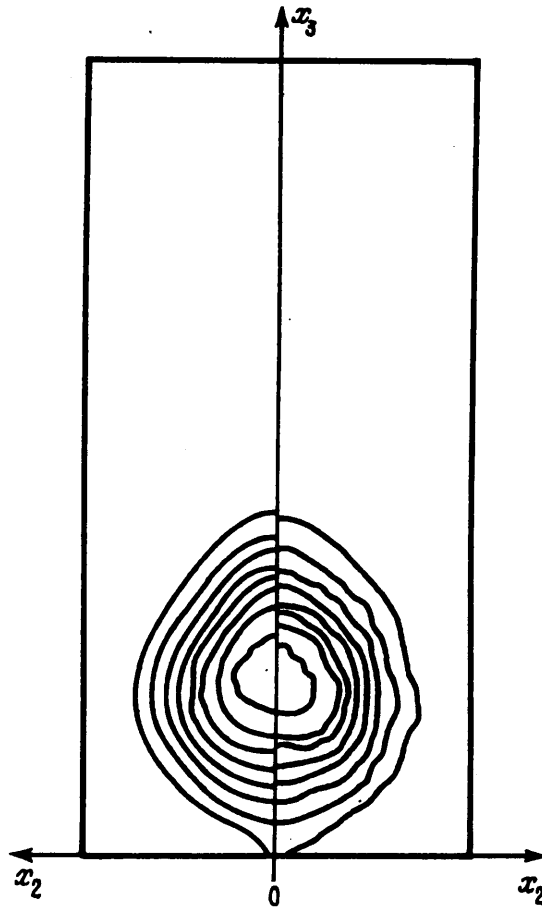
$$\frac{\partial U_n}{\partial n} = \frac{\partial C}{\partial n} = \frac{\partial k}{\partial n} = \frac{\partial \epsilon}{\partial n} = 0, \quad U_\tau = 0$$

Нижние индексы  $n$  и  $\tau$  отмечают нормальные и касательные к контрольной поверхности компоненты скорости,  $n$  – координата по нормали к поверхности,  $h$  – расстояние от твердой поверхности до центра примыкающей расчетной ячейки.

Система (1.1)–(1.5) решается неявными конечно-разностными методами установления, записанными на размешенной прямоугольной сетке.

Метод решения уравнений Навье – Стокса аналогичен проекционному методу МАС [8]. Основное отличие заключается в использовании неявной схемы решения уравнений конвективного переноса импульса.

Наибольшую трудность при численном моделировании уравнений (1.1)–(1.5) пред-



Фиг. 2. Распределения изолиний концентрации вдуваемого газа  $C/C_{\max}$  в сечении канала на расстоянии  $\Delta x_1 = 0,85$  м от передней кромки щели в условиях эксперимента [12] (слева – экспериментальные данные, справа – расчет)  $C_{\max}$  – максимальная концентрация в сечении. Значения  $C/C_{\max}$  для изолиний меняются от 0,114 до 0,912 с шагом 0,114

ставляет расчет конвективных членов уравнений переноса. В настоящей работе для расчета этих членов используется схема, предложенная в [9]. На компактном шаблоне ориентированных схем второго порядка точности схема [9] имеет степень точности схем высоких порядков аппроксимации.

Уравнения переноса решаются неявным методом, что позволяет ускорить сходимость к решению в стационарных задачах. Однако, поскольку матрица конечно-разностного оператора, получающаяся в результате аппроксимации уравнения конвективно-диффузионного переноса схемой [9] несимметрична, применить такие эффективные методы решения систем алгебраических уравнений, как, например, метод верхней релаксации в совокупности с различными ускоряющими процедурами, затруднительно. Проблема преодолевается использованием метода коррекции, который для уравнений конвективно-диффузионного переноса выглядит следующим образом:

$$\frac{\Phi^{n+1} - \Phi^n}{\tau} + \left\{ \frac{\partial U_i^n \Phi^{n+1}}{\partial x_i} - \frac{\partial U_i^n \Phi^n}{\partial x_i} \right\}_1 + \left( \frac{\partial U_i^n \Phi^n}{\partial x_i} \right)_2 = \frac{\partial D \partial \Phi^{n+1}}{\partial x_i \partial x_i} + S^n \quad (1.6)$$

Здесь  $\Phi = (\rho U_i, C, k, \epsilon)$  – переносимая величина,  $\tau$  – шаг интегрирования по

времени,  $n$  – номер шага,  $S^n$  – источниковый член,  $D$  – коэффициент диффузии для  $\Phi$ . В фигурные скобки заключены конвективные члены, аппроксимированные разностями против потока, в круглых скобках – схемой [9]. Диффузионный член в (1.6) аппроксимирован симметричной разностной схемой. Система разностных уравнений (1.6) решается методом верхней релаксации.

**2. Тестирование.** Результаты тестирования метода решения уравнения конвективного переноса, используемого в программном комплексе *FlowVision*, приведены в [9], сопоставление расчетных и экспериментальных данных для различных течений даются в [5]. В качестве тестов для настоящей работы выполнены расчеты течения при вдуве одиночной струи через квадратное и круглое отверстия в поперечный поток газа той же плотности в канале большого сечения. Отношение  $V_g/V_0$  равно 2,0 [10] и 2,3 [11]. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными [10, 11] показало хорошее (с точностью 10%) совпадение основных параметров струи – глубины проникновения  $\delta$  и уширения струи.

Особое значение для данного исследования имеет сравнение с экспериментами, выполненными в ЦИАМе [12] для рассматриваемого течения при наличии пластины "теневого защиты", ширина которой равна ширине щели  $L_2$ . Сечение рабочей части канала равно  $1,035 \times 0,5$  м<sup>2</sup>; площадь щели  $S_0 = 0,01$  м<sup>2</sup>; удлинение щели  $N = 9$ ;  $V_0 = 4$  м/с;  $q = 1,2$ .

Идентификация струи производилась по полю температуры; температура вдуваемой струи превышает температуру воздуха в канале на 70 К. В условиях эксперимента относительное изменение температуры невелико, так что поле температуры подобно полю концентрации  $C$ .

Из представленных на фиг. 2 данных наглядно видно хорошее согласие результатов расчета и эксперимента.

**3. Результаты расчетов.** Для выяснения роли различных факторов (напор, удлинение отверстия вдува, наличие пластины "теневого защиты", плотность вдуваемого газа) в процессе смешения струи с газом в канале проведены три серии расчетов в одинаковой расчетной области на одинаковой расчетной сетке. Размеры расчетной области ( $16 \times 2,5 \times 10$  м) выбраны достаточно большими, так что вдуваемый газ не достигает стенок канала. Передний срез отверстия располагается при  $x_1 = 2$  м; площадь отверстия  $S_0 = 1$  м<sup>2</sup>. Течение считается симметричным, поэтому расчеты проведены в области  $x_2 > 0$ , расположенной по одну сторону от плоскости симметрии. Расчет проведен на сетке  $30 \times 13 \times 24$  ячеек с неравномерным шагом разбиения по координатам.

Для сравнения параметров смешения в различных условиях введем понятие "полупятна" в достаточно удаленном от щели выходном сечении канала. Определим полупятно как область  $\Omega$  в этом сечении канала, ограниченную плоскостью симметрии и такой изолинией концентрации  $C_b$ , что в пределах  $\Omega(C_b)$  протекает 90% массы вдуваемого газа. Пример распределения концентрации вдуваемого газа  $C$  в пределах полупятна приведен на фиг. 2 (правая половина). Приставка "полу-" подчеркивает то, что расчеты поля течения и интегральных параметров полупятна проводятся в половине канала. В качестве основных характеристик полупятна будем рассматривать среднюю концентрацию  $C_\Omega$  и дисперсию концентрации  $\sigma_\Omega^2$  в полупятне, координаты центра тяжести полупятна  $x_{2,\Omega}$  и  $x_{3,\Omega}$ . Определим эти параметры следующим образом

$$C_\Omega = \int_{\Omega} \rho U_1 C ds \left( \int_{\Omega} \rho U_1 ds \right)^{-1}, \quad \sigma_\Omega^2 = \int_{\Omega} \rho U_1 (C - C_\Omega)^2 ds \left( \int_{\Omega} \rho U_1 ds \right)^{-1} \quad (3.1)$$

$$x_{2,\Omega} = \frac{1}{\sqrt{S_0}} \int_{\Omega} \rho U_1 C x_2 ds \left( C_\Omega \int_{\Omega} \rho U_1 ds \right)^{-1}, \quad x_{3,\Omega} = \frac{1}{\sqrt{S_0}} \int_{\Omega} \rho U_1 C x_3 ds \left( C_\Omega \int_{\Omega} \rho U_1 ds \right)^{-1}$$

Подчеркнем, что поскольку интегрирование в (3.1) производится по площади полупятна (а не по всему симметричному пятну) величина  $x_{2,\Omega}$  не равна нулю. Характер распределения концентрации в полупятне (см. фиг. 2) дает основание рассматривать величину  $2x_{2,\Omega}$  как полуширину пятна и  $x_{3,\Omega}$  – как глубину проникновения вдуваемого газа  $\delta_c$ . Величина  $C_\Omega$  характеризует эффективность смешения вдуваемого газа с газом основного потока, а  $\sigma_\Omega^2$  является мерой неоднородности распределения  $C$  в полупятне.

*Влияние на смешение удлинения отверстия и относительной скорости вдува.* В первой серии вариантов плотности вдуваемого газа  $\rho_g$  и газа в канале  $\rho_0$  равны, отношения сторон щели  $N = 1, 3, 9$ , относительная скорость вдува  $V_g/V_0 = 1,0, 0,5, 0,25$ . Величина  $C_b$  изменяется в интервале 0,033–0,059.

Значения интегральных характеристик (3.1) для незащищенной струи, вычисленных в выходном сечении расчетной области, приведены в верхней половине таблицы. Видно, что эффективность смешения при  $V_g/V_0 < 1$  практически постоянна. Глубина проникновения вдуваемого газа  $\delta_c$  и полуширина "пятна"  $2x_{2,\Omega}$  растут с увеличением  $V_g/V_0$ . В то же время все приведенные характеристики слабо зависят от удлинения щели  $N$ .

N	$C_\Omega$			$\sigma_\Omega^2$			$x_{2,\Omega}$			$x_{3,\Omega}$		
	$V_g/V_0 = 0,25$	0,50	1,00	0,25	0,50	1,00	0,25	0,50	1,00	0,25	0,50	1,00
1	0,10	0,13	0,14	0,047	0,050	0,050	0,38	0,46	0,60	0,65	0,89	1,36
3	0,11	0,13	0,13	0,049	0,053	0,053	0,35	0,44	0,61	0,65	0,92	1,49
9	0,12	0,13	0,12	0,048	0,051	0,060	0,34	0,45	0,62	0,66	0,96	1,70
1	0,014	0,024	0,034	0,009	0,014	0,017	0,82	0,83	0,84	1,66	2,08	3,12
3	0,024	0,040	0,050	0,017	0,024	0,027	0,60	0,60	0,67	1,28	1,71	2,85
9	0,051	0,070	0,086	0,033	0,039	0,049	0,46	0,46	0,51	0,87	1,28	2,44

*Влияние на смешение "теневого защиты".* Для всех перечисленных выше вариантов выполнены расчеты течения и массопереноса при наличии теневого защиты. Величина  $C_b$  меняется в интервале 0,006–0,025.

Значения интегральных характеристик (3.1) для защищенной струи, вычисленных в выходном сечении расчетной области, приведены в нижней половине таблицы. Видно, что параметры защищенной струи зависят как от относительной скорости вдува, так и от формы отверстия.

Мерой эффективности применения теневого защиты может служить отношение средних концентраций в полупятне в отсутствие ( $C_{\Omega 1}$ ) и при наличии ( $C_{\Omega 2}$ ) теневого защиты. Оказывается, что это отношение, деленное на  $\sqrt{N}$ ,

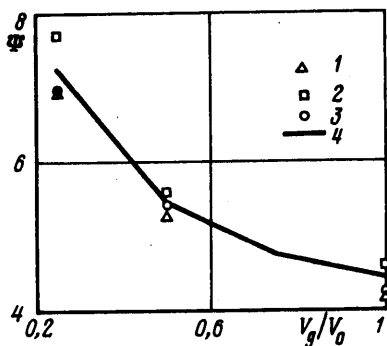
$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{C_{\Omega 1}}{C_{\Omega 2}}$$

является функцией только  $V_g/V_0$ , которая представлена на фиг. 3. Видно, что эффект от использования теневого защиты снижается с увеличением  $N$  и  $V_g/V_0$ .

*Влияние на смешение плотности вдуваемого газа.* Последняя серия результатов получена для условий вдува струи через квадратное отверстие ( $N = 1$ ) для различных значений  $\rho_g/\rho_0 = 0,25, 1, 2, 4$ . Относительная массовая скорость вдува  $J = \rho_g V_g/\rho_0 V_0$  меняется в интервале 0,25–6,0; отношение скоростных напоров струи и основного потока  $q = 0,0625–9,0$ . Величина  $C_b$  меняется в интервале 0,04–0,12.

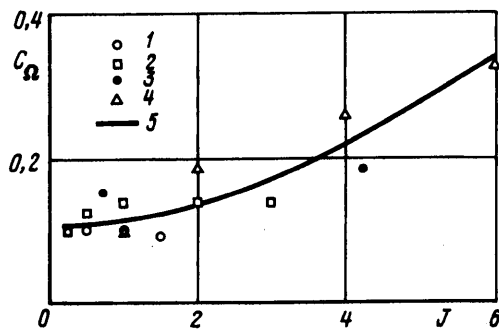
Из фиг. 4 видно, что в рассмотренных условиях величина  $C_\Omega$  является функцией  $J$ .

В заключение проиллюстрируем сделанное ранее замечание об отличии харак-



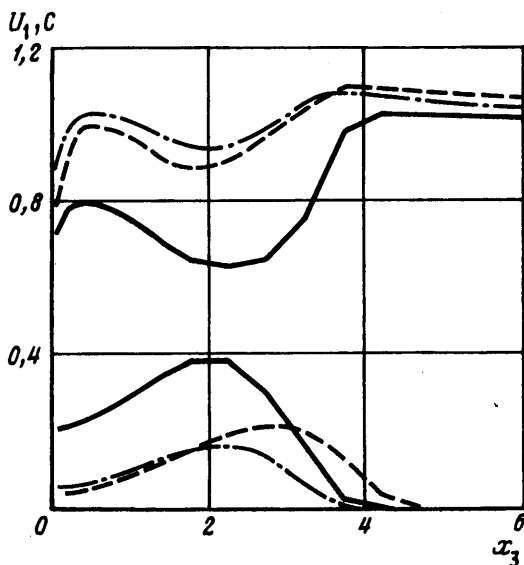
Фиг. 3

Фиг. 3. Эффективность применения теневой защиты  $\Psi$ ; 1 -  $N = 1$ , 2 -  $N = 3$ , 3 -  $N = 9$ , 4 - аппроксимирующая кривая



Фиг. 4

Фиг. 4. Средняя концентрация вдуваемого газа в пятне  $C_{\Omega}$  как функция относительной массовой скорости вдува  $J$ ; 1 -  $\rho_g/\rho_0 = 0,25$ , 2 -  $\rho_g/\rho_0 = 1$ , 3 -  $\rho_g/\rho_0 = 2$ , 4 -  $\rho_g/\rho_0 = 4$ , 5 - аппроксимирующая кривая



Фиг. 5. Вертикальные профили продольной компоненты скорости  $U_1$  м/с (расположены выше) и концентрации  $C$  на линии пересечения плоскости симметрии и выходного сечения канала при вдуве с  $q = 4$ . Сплошные кривые соответствуют  $\rho_g/\rho_0 = 4$ , штриховые -  $\rho_g/\rho_0 = 1$ , штрих-пунктир -  $\rho_g/\rho_0 = 0,25$

теристик струи, определяемых по полю скорости и полю концентрации при малых  $q$ . Сопоставление приведенных на фиг. 5 вертикальных профилей  $U_1$  и  $C$  показывает, что положение максимумов  $C$  сильно отличается от положений максимумов скорости  $U_1$ , которые лежат вне струи вдуваемого газа. В то время, как описанное выше определение струи по профилю  $C$  вполне однозначно, определение расположения струи по полю скорости может вызвать затруднения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-02-05822).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гиршович Т.А.* Турбулентные струи в поперечном потоке. М.: Наука, 1993. 251 с.
2. Аэродинамический расчет котельных установок (нормативный метод) / Под ред. С.И. Мочана. Л.: Энергия, 1977. 255 с.
3. *Аксенов А.А., Гудзовский А.В., Дядькин А.А., Тишин А.П.* Численное моделирование массопереноса в газовых смесителях // Труды 1-й Рос. нац. конф. по теплообмену. М., 1994. М.: МЭИ, 1994. С. 7–12.
4. *Иванов Ю.В.* Экспериментальное исследование струй, развивающихся в потоке // Теория и расчет вентиляционных струй. Л.: ВНИИ охраны труда, 1965. С. 136–172.
5. *Аксенов А.А., Гудзовский А.В.* Программный комплекс *FlowVision* для решения задач аэродинамики и тепло-массопереноса методами численного моделирования // Сб. докл. и 3-го съезда Ассоциации инж. по отоплению, вентиляции, кондиционированию воздуха, теплоснабжению и строительной теплофизике (АВОК) Москва, 1993. С. 114–119.
6. *Lauder B.E., Spalding D.B.* The numerical computation of turbulent flows // *Comput. Meth. in Appl. Mech. and Eng.* 1974. V. 3. № 2. P. 269–289.
7. *Murakami S., Kato S.* Numerical and experimental study on room airflow – 3D predictions using the k- $\epsilon$  turbulence model // *Building and Environment.* 1989. V. 24. P. 85–97.
8. *Пе́йре Р., Тейлор Т.Д.* Вычислительные методы в задачах механики жидкости. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 352 с.
9. *Aksenov A.A., Gudzovsky A.V., Serebrov A.A.* Electrohydrodynamic instability of fluid jet in microgravity // *Proc. 5th Intern. Symp. on Comput. Fluid Dynamics (ISCFD), Sendai, Japan: Japan Soc. Comput. Fluid Dyn.* 1993. V. 1. P. 19–24.
10. *Патанкар С.* Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 150 с.
11. *Claus R.W.* Analytical calculation of a single jet in cross-flow and comparison with experiment // *AIAA Paper.* 1983. N83-0238. 9 p.
12. *Секундов А.Н., Казарин Ф.В., Миклашевский И.Р., Пичков К.Н.* Результаты экспериментального исследования смесителя дутьевого воздуха. НТО, НИЦ ЭКОЛЭН, М.: 1993. 18 с.

Москва

Поступила в редакцию  
13.I.1995